УДК 535:371.623

ЛАЗЕРЫ НА ПАРАХ МЕДИ С МОДИФИЦИРОВАННОЙ КИНЕТИКОЙ

О.В. Жданеев

Томский политехнический университет. Институт оптики атмосферы СО РАН
E-mail: Qel@asd.iao.ru

Проведено обобщение результатов исследований лазеров на парах меди с модифицированной кинетикой, работающего в импульсно-периодическом режиме, с различными введенными в активную среду добавками и с измененной геометрией рабочего канала, с целью определения влияния на генерационные характеристики параметров схемы возбуждения, предымпульсных значений концентраций электронов и атомов меди в метастабильном состоянии, а также процентного содержания в газоразрядной трубке активных примесей. Приводится описание разработанных подробных нестационарных кинетических моделей лазера, которые описывают изменение во времени значений заселенностей уровней атома меди, молекулярных и атомарных примесей, плотности ионов меди и примеси, температуры электронов и интенсивности лазерного излучения на зеленой и желтой линии атома меди и результатов, полученных на их основе.

Создание современных систем высокоскоростной записи оптической информации, микрообработки материалов, зондирования параметров атмосферы, лазерного разделения изотопов и т.д. требует разработки эффективных лазеров, работающих в видимом диапазоне спектра. Одной из возможных реализаций данного класса лазеров, являются лазеры, генерирующие на переходах с резонансных на метастабильные уровни атомов и ионов металлов. Данные лазеры сочетают высокую импульсную и среднюю мощности, высокую частоту следования импульсов возбуждения, прекрасное качество выходного пучка, наряду с возможностью генерации ультрафиолетового излучения на ионных переходах, вместе со значительной надежностью и сроком службы [1–6].

В последнее время стандартным лазерам на парах металлов приходят на замену лазеры на парах металлов (ЛПМ) с модифицированной кинетикой. Они обладают гораздо более высокими лазерными и эксплуатационными характеристиками. Улучшение генерационных характеристик данных лазеров достигается использованием в их активной среде специальных активных примесей либо специальными конструкционными изменениями активного элемента лазера. Применение данных методов изменяет (модифицирует) кинетические процессы, протекающие в активной среде лазера, поэтому для обозначения этого вида лазеров на парах металлов мы используем специальный термин – "лазеры на парах металлов с модифицированной кинетикой" (впервые модифицирование кинетики путем введения примеси водорода было осуществлено в работах П.А. Бохана). Как следует из определения, класс лазеров на парах металлов с модифицированной кинетикой включает в себя группу лазеров на парах металлов с улучшенной кинетикой, которые используют добавки галогеноводородов (например, HCl и HBr).

Проведенные к моменту начала исследования теоретические работы были посвящены исследованию "стандартного", т.е. стандартной геометрии высокотемпературного без добавок, лазера на парах меди. Практически полностью отсутствовали работы, направленные на теоретическое исследование кинетических процессов, протекающих в активной среде лазеров на парах металлов с модифицированной кинетикой. Однако в последнее время в печати появились как теоретические, так и экспериментальные работы, направленные на изучение физических основ данного класса лазеров. Большой вклад в развитие лазеров на парах металлов с улучшенной кинетикой внесли работы Р. Кармана, М. Висфорда, Р. Милдрена, Дж. Пайпера, Д. Маршала [3–5].

Многие авторы отмечают недостаток исследований кинетики лазеров с электроотрицательными добавками. В настоящий момент практически отсутствуют работы по моделированию физико-химических процессов в плазме активного элемента, в то время как они представляют большой интерес для понимания возможностей и способов дальнейшего развития данных систем [1–9]. Целью данной работы является описание результатов, полученных при исследовании лазеров на парах меди с модифицированной кинетикой, с использованием математического моделирования.

1. Теоретическое рассмотрение лазеров на парах металлов

Теоретическим исследованиям в лазерной физике всегда уделялось значительное внимание исследователей. В настоящее время наиболее распространенным методом является исследование локальных характеристик активной среды путем решения жестких систем нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка, описывающих временное поведение населенностей i-реагентов плазмы $N(i)$ [10]:

$$\frac{dN_i}{dt} = F_{N(i)}\left[N(i), T_e, T_g, I, t\right] \qquad (1)$$

и уравнений для электронной и газовой температур T_e, T_g:

$$\frac{dT_{e,\,g}}{dt} = F_{e,\,gas}\left[N(i), T_e, T_g, T, t\right]. \qquad (2)$$

Конкретный вид $F_{N(i)}$ и $F_{e,gas}$ определяется количеством и типом плазмохимических процессов и числом рассматриваемых состояний и даже для относительно простых кинетических моделей оказывается достаточно громоздким. Кроме того, использование уравнения теплового баланса (2) возможно только при максвелловской функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ). В связи с этим необходим анализ реальной нестационарной ФРЭЭ активной среды с целью определения возможности использования приближения максвелловской ФРЭЭ.

Для определения характеристик лазерного излучения к системе (1, 2) добавляются уравнения для интенсивности излучения. Существует два подхода при определении интенсивности лазерного излучения: через волновое уравнение для напряженности поля и из уравнения для переноса излучения. Второй подход значительно упрощает решение, но в тоже время исключает из рассмотрения весь диапазон волновых явлений. Для описания неоднородности распределения параметров активной среды и лазерного излучения, зачастую используют одномерное и нульмерное приближения. В частности, одномерное уравнение для интенсивности лазерного излучения может быть записано в следующем виде [10]:

$$\frac{l dI^{\pm}}{c dt} \pm \frac{dI^{\pm}}{dx} = (\kappa^{+} - \kappa^{-})I^{\pm} - Q, \qquad (3)$$

где I^{+} и I^{-} – интенсивности излучения в положительном и отрицательном относительно оси x направлении, Q – спонтанное излучение, κ^{+} и κ^{-} – коэффициенты усиления и поглощения, получаемые на основе решения системы (1, 2).

Решение нестационарных ур. (1–3) сопряжено со значительными вычислительными трудностями. В связи с этим, при вычислении удельных энергетических характеристик обычно используют нульмерное приближение как для уравнения переноса, так и для описания распределения параметров активной среды. При таком подходе уравнение переноса в форме (3) усредняют по пространству, что приводит к следующему выражению [10]:

$$\frac{dI}{dt} = c(\kappa^{+} - \kappa^{-})I + Q - \gamma I, \quad \gamma = \frac{c}{2l}\ln\frac{1}{r_1 r_2},$$

где γ – время жизни фотона в резонаторе. Но даже в нульмерном приближении решение системы (1–3) является сложной вычислительной задачей, т.к. сопряжено с решением жесткой системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Система ур. (1–3) решалась в среде PLASER, разработанной в Институте общей физики под руководством проф. С.И. Яковленко [11].

2. Описание общей модели для расчета кинетики лазера на парах меди с модифицированной кинетикой

В общем случае в кинетические модели входили уравнения, описывающие изменение во времени средних по объему значений всех концентраций реагентов, в том числе и заселенностей уровней атома меди, молекулярных и атомарных добавок:

$$\frac{dN_k}{dt} = \sum_{m...n} k_k^{m...n} N_m ... N_n - \sum_{m...n} k_n^{k...m} N_k ... N_m,$$

где $k_k^{m...n}$ – скорости реакций, приводящих к наработке реагентов k в результате взаимодействия реагентов $m,...,n$, плотности ионов меди и добавки, температуры электронов и интенсивности лазерного излучения на зеленой и желтой линиях атома меди и т.д. В уравнениях для метастабильных и резонансных уровней присутствуют также члены $+B$ и $-B$, соответствующие вкладу лазерного излучения в заселенности этих уровней:

$$B = N_{ph}\sigma_{ind}c([\mathrm{Cu}_r] - \frac{g_r}{g_m}[\mathrm{Cu}_m]),$$

где N_{ph} – плотность лазерных фотонов. Рассматривались два уравнения для интенсивности $I(\lambda)$ линий генерации 510,6 и 578,2 нм в нульмерном приближении:

$$\frac{dI(\lambda)}{dt} = \lambda_{ph}(\lambda)c(N_b - \frac{g_b}{g_a}N_a)I(\lambda) - \gamma I(\lambda) - wI(\lambda) + AN_b\frac{\hbar c}{2\pi\lambda}\frac{\Delta\Omega}{4\pi},$$

где N_b, N_a – заселенности соответственно верхнего и нижнего лазерных уровней; c – скорость света; l – длина возбужденной среды; r_i – коэффициенты отражения зеркал резонатора; w – коэффициент потерь излучения в резонаторе за счет поглощения в оптических элементах; последний член уравнения описывает затравку генерации от спонтанного излучения в телесный угол резонатора $\Delta\Omega$, характеризующий расходимость в геометрический угол резонатора, ν – частота кванта лазерного перехода, $\sigma(\lambda)$ – сечение вынужденного излучения. Для вероятности радиационного распада в основное состояние из резонансного учитывалась реабсорбция излучения через фактор ускользания [12].

Для описания зависимости температуры электронов использовалось уравнение теплового баланса

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{3}{2}N_e T_e\right) = -Q_{i\mathrm{Cu}} - Q_{i\mathrm{Ne}} - Q_{iA} - Q_{wall} - Q_{\Delta T} + \rho j^2(t).$$

Здесь $Q_{i\mathrm{Cu}}$, $Q_{i\mathrm{Ne}}$, Q_{iA} – плотность мощности, затрачиваемой на ионизацию всех реагентов с учетом всех плазмохимических реакций, присутствующих

в модели. В уравнении приведены основные слагаемые для соответственно меди, неона и добавки A (эти величины выражаются через заселенности возбужденных атомных состояний, в них учтены процессы возбуждения и девозбуждения уровней, учтенных в модели); $Q_{wall} = \frac{5{,}41 \cdot 10^4 T_e^{1{,}5} N_e}{R^2(\sigma_{eNe} N_{Ne} + \sigma_{eA} N_A)}$, Вт/см^3 – мощность теплоотвода на стенки (T_e – в эВ, $\sigma_{eNe}(T_e)$ – транспортное сечение упругого столкновения электрона с атомом неона – в 10^{-16} см^2 (оно слабо зависит от температуры в области 2 эВ и равно приблизительно $1{,}5{\cdot}10^{-16}$ см^2); $\sigma_{eA}(T_e)$ – сечение столкновения электрона с добавкой – в 10^{-16} см^2; N_A, N_e – концентрации и электронов – в см$^{-3}$; радиус трубки R – в см;

$$Q_{\Delta T}=2[(m_e/m_{Ne})k_{Ne}N_{Ne}+(m_e/m_A)k_A N_A+$$
$$+(m_e/m_{Cu})k_{ei}N_e+(m_e/m_A)k_{ei}N_A^+]N_e(T_e-T_g)$$

– плотность мощности, затрачиваемой на охлаждение электронов за счет упругих столкновений со всеми реагентами плазмы. В уравнении приведены основные слагаемые для атомов неона и ионов меди; k_{Ne}, k_A, k_{ei} – скорости упругих столкновений электронов с атомами неона, добавки и ионами – в см^3/с; N_{Ne} – плотность атомов неона – в см$^{-3}$; N_A^+ – концентрация ионов добавки – в см$^{-3}$; m_e, m_{Ne}, m_{Cu}, m_A – массы электрона, неона, меди и добавки.

Для вычисления температуры газа решалось стационарное уравнение теплопроводности.

Напряженность поля в плазме определяется с учетом электрической схемы возбуждения и переменного сопротивления разряда. С данной целью уравнения кинетики дополнялись набором уравнения Кирхгофа для описания электрической схемы накачки активного элемента, что также позволило провести анализ влияния параметров схемы возбуждения на параметры активной среды.

Наиболее существенными допущениями математических моделей являются: максвелловский вид функции распределения электронов по скоростям, отсутствие катодного падения потенциала, нульмерность описания диффузионных процессов и процесса развития излучения.

Использование уравнения теплового баланса в виде (1) справедливо только при максвелловском распределении электронов по энергиям в плазме разряда ЛПМ. Нами были выполнены расчеты функций распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) для активных сред стандартного ЛПМ и ЛПМ с добавками Cs, H_2 и HCl (см. подробнее [13, 14]). Показано, что ФРЭЭ не является ни максвелловской, ни драйвейстейновской (рис. 1).

Основное различие между реальной и максвелловской ФРЭЭ наблюдается в высокоэнергетической части. Это приводит к существенному (более чем в 5 раз) уменьшению скоростей возбуждения и ионизации атомов буферного газа неона.

С другой стороны, ФРЭЭ отличается также и от драйвейстейновской. Основное отличие данных функций распределения имеет место в области малых и средних энергий электронов. Различие этих функций уменьшается по мере роста энергии электронов. До энергий 7 эВ рассчитанные в настоящей работе и максвелловские ФРЭЭ отличаются незначительно (около 10 %), поэтому такого же небольшого отличия следует ожидать и от констант скоростей, рассчитанных с этими ФРЭЭ. В высокоэнергетической области (выше 16,6 эВ) наблюдается значительное отличие рассчитанной ФРЭЭ от максвелловского профиля. Это приводит к существенному уменьшению величин констант процессов возбуждения и ионизации атомов буферного газа, что, в свою очередь, обеспечит уменьшение потоков энергии, теряемой в неупругих процессах с участием буферного газа, и должно в целом несколько повысить эффективность генерации. Кроме того, из-за уменьшения энергопотерь на возбуждение и ионизацию атомов буферного газа должна увеличиваться часть энергопотока, направленная на возбуждение атомов меди, что может привести также к некоторому повышению энергии генерации лазера.

При вычислении большинства ключевых скоростей реакций, определяющих кинетику ЛПМ, основной вклад вносят области с малой энергией электро-

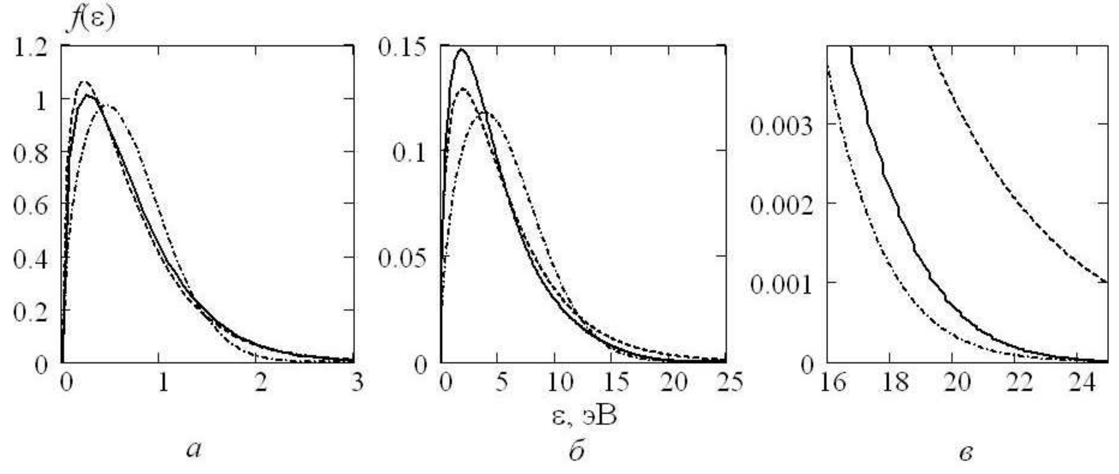


Рис. 1. *ФРЭЭ для активной среды Cu-Ne-H_2-HCl-лазера в момент времени а) 20; б) 100; в) 100 нс (высокоэнергетическая часть ФРЭЭ). Сплошная кривая – рассчитанная, пунктирная – максвелловская, штрихпунктирная – драйвейстейновская*

нов. Различие реальной ФРЭЭ от максвелловской согласно расчетам существенно не влияет на их величины и составляет около 10 %. Т.о., хотя реальная форма ФРЭЭ отличается от максвелловской в активной среде ЛПМ, тем не менее использование максвелловской ФРЭЭ в моделях ЛПМ вполне оправдано. В частности, расчет с использованием реальной и максвелловской ФРЭЭ приводит к отличиям в величинах средней мощности генерации менее чем на 1 %.

3. Результаты исследования кинетики активных сред лазеров на парах меди с модифицированной кинетикой

После описания общих принципов и структуры разработанных моделей мы можем перейти к описанию результатов полученных при исследовании различных активных сред.

3.1. Лазер на парах меди с добавками водорода

Для выяснения вопроса о влиянии добавок водорода в активную среду лазеров на парах меди была составлена подробная кинетическая модель активной среды Cu-Ne-H_2. Проведен подробный анализ различных имеющихся точек зрения на улучшение генерационных характеристик лазера при введении добавок водорода и сопоставление результатов расчета с экспериментальными работами трех независимых исследовательских групп (см. подробнее [15, 16]).

Из проведенного анализа следует, что увеличение мощности излучения лазеров при добавках молекулярного водорода имеет различную природу при низких и высоких частотах повторения импульсов.

При высоких частотах (f>>10 кГц) увеличение мощности излучения лазеров может происходить за счет снижения предымпульсных значений концентрации электронов и атомов меди в метастабильном состоянии, а также увеличения скорости восстановления концентрации меди в основном состоянии атома меди.

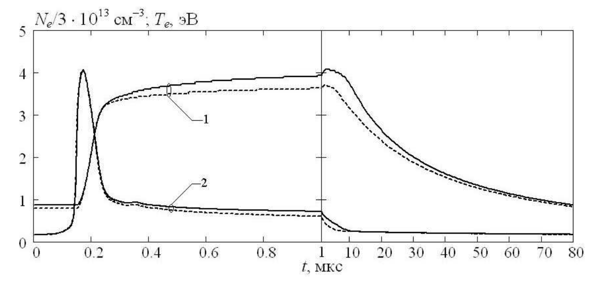


Рис. 2. *Временные зависимости концентрации (1) и температуры (2) электронов в течение импульса возбуждения и межимпульсного интервала: сплошная кривая — N_{Cu} = 8·10^{14} см$^{-3}$, N_{H_2}= 0; пунктир — N_{Cu} = 1·10^{15} см$^{-3}$, N_{H_2}= 3·10^{15} см$^{-3}$*

При работе на низких частотах (f~10 кГц) повторения импульсов возбуждения отмеченных выше механизмов становится недостаточно. Увеличение мощности излучения лазеров происходит вследствие увеличения концентрации атомов меди в активной среде за счет увеличения разогрева газоразрядной трубки (ГРТ) при введении водорода и одновременного уменьшения предымпульсной концентрации атомов меди в метастабильных состояниях за счет тушения этих уровней молекулами водорода в колебательно-возбужденных состояниях. При введении водорода в активную среду уменьшается значение тока, протекающего в межимпульсный интервал через ГРТ, что ускоряет протекание релаксационных процессов в плазме. Характерные временные зависимости температуры и концентрации электронов для частоты следования импульсов накачки 12 кГц приведены на рис. 2 для ГРТ, описанной в [17].

3.2. Лазер на парах меди с добавками хлорводорода (Cu-Ne-H_2-HCl)

Для исследования влияния активной среды лазера на парах меди с добавками хлорводорода (Cu-Ne-H_2-HCl) также была составлена подробная нестационарная модель. Получено хорошее согласие результатов моделирования с последними экспериментами, выполненными в Великобритании (The University of Oxford) и Австралии (Macquarie University) (см. подробнее [18, 19]).

Проведенный анализ кинетики восстановления молекулы хлорводорода свидетельствует в пользу того, что, в основном, ее восстановление в межимпульсный период происходит за счет реакций:

$$H + H + Ne \rightarrow H_2 + Ne,$$

$$H_2\,(\nu = 0;\,1) + Cl \rightarrow HCl\,(\nu = 0;\,1) + H.$$

При введении добавки хлорводорода уменьшаются потери энергии на колебательное возбуждение молекулярного водорода из-за его бóльшей степени диссоциации, чем при работе без примеси хлорводорода. Уменьшение количества молекулярного водорода несколько уменьшает его положительное влияние, однако оно с избытком компенсируется положительными изменениями (уменьшением предымпульсных концентраций электронов и атомов меди в метастабильных состояниях и увеличением плотности атомов меди в активной среде лазера) в кинетике, обусловленными присутствием в активной среде молекул HCl (рис. 3–5). Зависимости на рис. 3–5 приведены для ГРТ, описанной в [17].

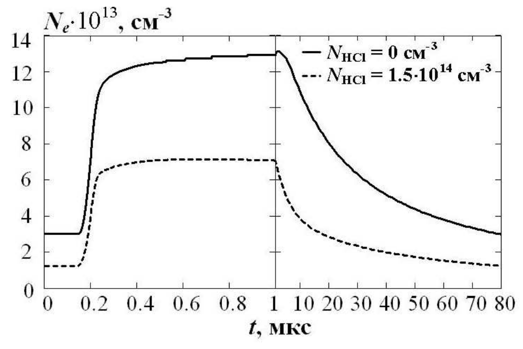


Рис. 3. *Временные зависимости концентрации электронов в течение импульса возбуждения и межимпульсного интервала: сплошная кривая — начальные концентрации N_{HCl} = 0 %, N_{Cu} = 0,8·10^{15} см$^{-3}$ и максимальное значение тока ГРТ I_{max} = 840 А; пунктир — N_{HCl} = 1,5·10^{14} см$^{-3}$, N_{Cu} = 1,1·10^{15} см$^{-3}$, I_{max} = 610 А*

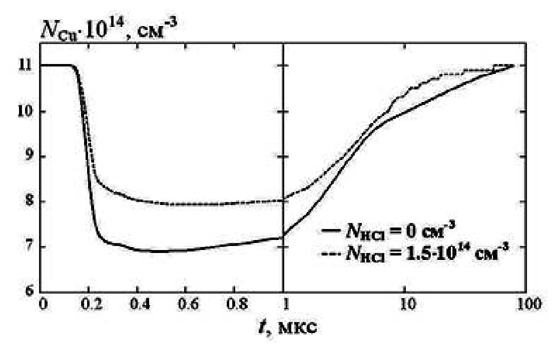


Рис. 4. *Временные зависимости концентрации атомов меди в основном состоянии в течение импульса возбуждения и межимпульсного интервала: сплошная кривая — N_{HCl} = 0 %, N_{Cu} = 0,8·10^{15} см$^{-3}$, I_{max} = 840 А; пунктир — N_{HCl} = 1,5·10^{14} см$^{-3}$, N_{Cu} = 1,1·10^{15} см$^{-3}$, I_{max} = 610 А. Начальные значения концентраций атомов меди в основном состоянии нормированы к величине N_{Cu} = 1,1·10^{15} см$^{-3}$*

Показано, что влияние добавок хлорводорода имеет разную природу для высоких (более 10 кГц) и низких частот следования импульсов возбуждения. При работе с низкой частотой повторения импульсов накачки основной вклад в увеличение энергии генерации дает увеличение концентрации атомов меди в основном состоянии, присутствующих в активной среде лазера. Это увеличение происходит главным образом в результате роста энерговклада (вследствие роста удельного сопротивления активной среды) и уменьшения предымпульсной концентрации электронов, также способствующего увеличению энергии генерации. При работе на высоких частотах повторения импульсов возбуждения наиболее существенное влияние на генерационные характеристики оказывает значительное (по сравнению со случаем низких частот следования импульсов накачки) уменьшение предымпульсной концентрации электронов, вызываемое прилипанием электронов к молекулам HCl.

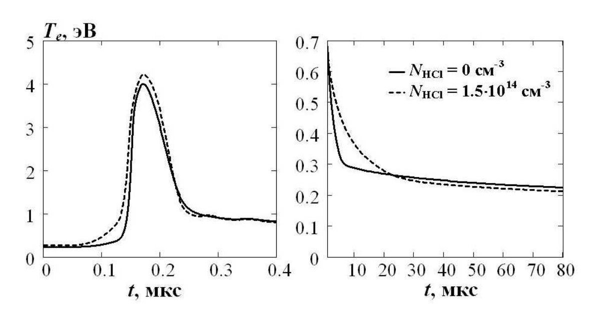


Рис. 5. *Временные зависимости температуры электронов в течение импульса возбуждения и межимпульсного интервала: сплошная кривая — N_{HCl}=0 %, N_{Cu}=0,8·10^{15} см$^{-3}$, I_{max}=840 А; пунктир — N_{HCl}=1,5·10^{14} см$^{-3}$, N_{Cu}=1,1·10^{15} см$^{-3}$, I_{max}=610 А*

Рассчитанная оптимальная концентрация добавок хлорводорода находится в соответствии с экспериментальным значением и лежит в диапазоне от 0,1 до 0,2 % от концентрации буферного газа для стандартных условий работы большинства ЛПМ (давление среды ≈4 кПа).

3.3. Лазер на парах меди с добавками цезия

Для проведения всестороннего анализа высказаных, довольно спорных предположений о тех или иных механизмах влияния цезия нами было проведено подробное исследований кинетики активной среды лазера на парах меди с данной добавкой. Из полученных при моделировании результатов следует, что превалирующая на сегодняшний момент точка зрения об улучшении генерационных характеристик ЛПМ с введенной примесью цезия за счет резонансной передачи возбуждения от метастабильных атомов меди к атомам цезия является неверной (см. подробнее [22, 23]). В частности, на рис. 6 в расчетах для процессов Cu ($D_{5/2}$, $D_{3/2}$) + e → Cs ($6P_{1/2}$, $6P_{3/2}$) + Cu использовалась оценка для сечения $\sigma \sim 1\cdot10^{-15}$ см^2. Данные на рис. 6, 7 приведены для ГРТ, описанной в работе [6]; видно, что неучет реакций резонансного тушения метастабильных уровней атома меди атомами цезия не приводит к сколько-нибудь заметному отклонению населенностей метастабильных уровней атома меди.

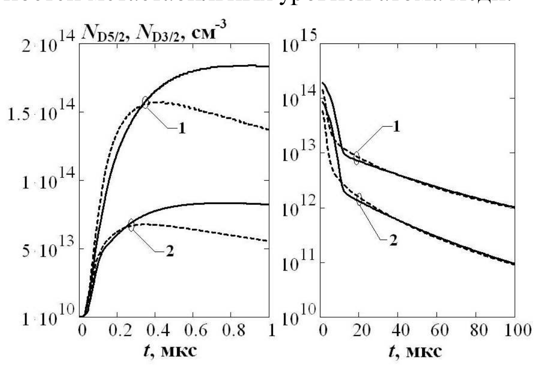


Рис. 6. *Временные зависимости населенностей уровней $D_{5/2}$ (1) и $D_{3/2}$ (2): сплошная кривая — N_{Cs} = 0 %; пунктир — N_{Cs} = 1·10^{14} см$^{-3}$. На правой части рисунка также построены кривые, рассчитанные при неучете реакций резонансного тушения метастабильных уровней атома меди атомами цезия (они практически полностью совпадают с первоначальными кривыми)*

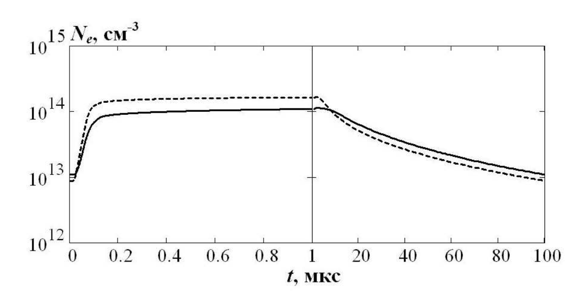


Рис. 7. *Временные зависимости концентрации электронов в течение импульса возбуждения и межимпульсного интервала: сплошная кривая — N_{Cs} = 0 %; пунктир — N_{Cs} = 1·10^{14} см$^{-3}$*

Показано, что введение цезия в активную среду лазера приводит к уменьшению предымпульсной концентрации электронов и, соответственно, проводимости плазмы на начальном этапе импульса возбуждения. Это обеспечивает лучшее согласование с источником питания. Однако при введении

цезия концентрация электронов растет быстрее, чем при его отсутствии, что приводит к уменьшению энерговклада в активную среду (рис. 7).

Показано, что введение цезия приводит к увеличению КПД более чем на 20 % (для оптимальной концентрации) при незначительном снижении мощности генерации. Данное увеличение происходит вследствие уменьшения энерговклада в активную среду после прекращения импульса генерации. При увеличении энерговклада (например, за счет увеличения тока через ГРТ) таком, что КПД принимает свое прежнее значение, соответствующее отсутствию добавок цезия, средняя мощность генерации повышается более чем на 20 %.

Нам представляется, что к таким же изменениям, скорее всего, будет приводить введение произвольной легкоионизуемой примеси [25, 26].

Введение примеси цезия в активную среду лазера повышает критическую температуру электронов, т.е. температуру, которой соответствует в расчетах появление генерации. Следует также отметить, что имеется оптимальное значение концентрации примеси цезия, превышение которого приводит к падению как энергии генерации, так и КПД.

Сопоставление экспериментальных и расчетных данных о величинах средней мощности генерации, полученных при моделировании кинетики активных сред ЛПМ с различными добавками представлено в таблице.

Таблица. *Рассчитанные и экспериментальные значения средней мощности лазера на парах меди с различными активными добавками, Вт*

Активная среда (полная мощность)	Чистый неон	$N_{H_2}=3\cdot10^{15}$, см$^{-3}$	$N_{HCl}=1{,}5\cdot10^{14}$, см$^{-3}$	$N_{HBr}=1{,}5\cdot10^{14}$, см$^{-3}$	$N_{Cs}=1\cdot10^{14}$, см$^{-3}$
Эксперимент	59,6	67,2	86,4	Нет данных	Нет данных
Разработанные модели	61,0	70,7	82,0	76,0	~70

Анализ приведенных данных свидетельствуют, что в ряду Cs, H_2, HCl, HBr для получения максимальной средней мощности наиболее интересной является примесь хлорводорода, для которой получены максимальные значения.

3.4. Влияние начальных параметров плазмы

Помимо конструктивных вопросов до настоящего момента отсутствует единая точка зрения на вопрос об определяющем факторе, ограничивающем частотные и энергетические характеристики лазеров на парах металлов и их соединений (например [9, 27–32]) и ресурсе работы этих лазеров в режиме высоких частот следования импульсов накачки. Да и в физическом плане – вопрос о том, какой из механизмов является определяющим в ограничении частотно-энергетических характеристик ЛПМ и их соединений: высокая предымпульсная концентрация электронов или недостаточная скорость релаксации метастабилей, до конца не ясен [9, 27–32].

Существование критических значений концентрации электронов [7, 27–32] и атомов меди в метастабильных состояниях [7–9, 27–30, 32] было продемонстрировано для лазера на парах чистой меди и меди с добавками водорода. Рассмотрим влияние этих факторов на генерационные характеристики лазера на парах меди с добавками цезия, поскольку изменение предымпульсных условий вызываемых введением примеси цезия может изменять и критические значения, при которых происходит срыв генерации.

В связи с этим нами было также проведено исследование влияния начальных параметров плазмы в ЛПМ с модифицированной кинетикой. В качестве примера на рис. 8, 9 приведены зависимости энергии генерации от предымпульсных величин концентрации электронов и населенности метастабильных уровней атома меди. Предымпульсные концентрации атомов меди для уровней $D_{3/2}$ и $D_{5/2}$ приняты равными значениям, полученным исходя из распределения Больцмана для температур электронов, соответствующих предымпульсным концентрациям электронов.

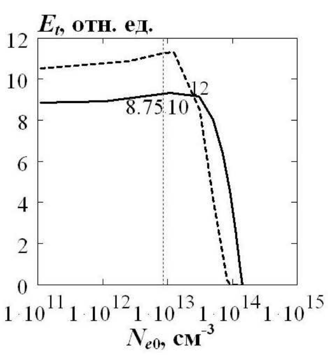


Рис. 8. *Зависимость общей энергии генерации от предымпульсных концентраций электронов для $N_{Cs}=0$ см$^{-3}$ (сплошная) и $N_{Cs}=1\cdot10^{14}$ см$^{-3}$ (штриховая кривая) при одинаковых значениях КПД. Маркером отмечено значение предымпульсной плотности электронов, получающееся для оптимального значения концентрации цезия*

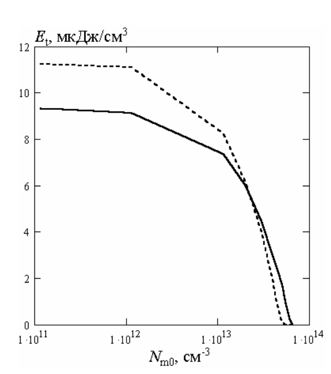


Рис. 9. *Зависимость общей энергии генерации от предымпульсных концентраций атомов меди в метастабильных состояниях для $N_{Cs}=0$ см$^{-3}$ (сплошная) и $N_{Cs}=1\cdot10^{14}$ см$^{-3}$ (штриховая кривая) при одинаковых значениях КПД*

Исходя из результатов моделирования ЛПМ с различными активными добавками было показано, что ограничение частоты следования импульсов ге-

нерации и энергетических характеристик в высокотемпературных ЛПМ с модифицированной кинетикой связано как с предымпульсной концентрацией электронов, так и с предымпульсной концентрацией атомов меди в метастабильных состояниях. Доминирующим фактором ограничения энергетических характеристик в типичных условиях работы (в диапазоне давлений буферного газа от 2 до 40 кПа, температуре активного элемента 1500...1600 °С) при высоких частотах следования импульсов возбуждения является предымпульсная концентрация электронов.

Заключение

В цикле работ, направленных на исследование класса лазеров на парах металлов с модифицированной кинетикой на примере лазера на парах меди с различными активными добавками с целью исследования механизмов влияния добавок цезия, водорода, хлорводорода и бромводорода на генерационные характеристики были разработаны подробные нестационарные кинетические модели активных сред Cu-Ne-Cs, Cu-Ne-H_2, Cu-Ne-H_2-HCl, Cu-Ne-H_2-Br_2, Cu-Ne-HBr, описывающие лазерное излучение на длинах волн $\lambda = 510{,}6$; 578,2 нм атома меди. Модели позволяют проводить анализ изменений средних по объему значений населенностей уровней атомов меди, неона и добавки, плотности ионов этих элементов, температуры электронов и интенсивности лазерного излучения на двух длинах волн. При сопоставлении результатов моделирования с экспериментальными данными различных исследовательских групп было получено хорошее соответствие и согласованность.

С использованием разработанных моделей выявлены механизмы влияния добавок цезия, водорода, хлорводорода и бромводорода на работу лазера на парах меди. Показано, что ранее выдвигавшаяся, превалирующая точка зрения об улучшении генерационных характеристик лазера на парах меди с введенной примесью цезия за счет резонансной передачи возбуждения от метастабильных атомов меди к атомам цезия является неверной. Для лазеров с модифицированной кинетикой стандартными механизмами, без привлечения дополнительных процессов, невозможно объяснить экспериментальное улучшение генерационных характеристик лазера на парах меди с добавками бромводорода.

Показано, что использование максвелловской ФРЭЭ в кинетических моделях лазеров на парах меди вполне оправдано, несмотря на то, что реальная форма ФРЭЭ отличается от максвелловской ФРЭЭ.

Установлен диапазон оптимальных концентраций добавок цезия (~0,025...0,05 %), водорода (~2...4 %), хлорводорода (~0,1...0,2 %) и бромводорода (~0,1...0,2 %) к лазеру на парах меди, улучшающих его генерационные характеристики.

Исследовано влияние предымпульсных концентраций электронов и атомов меди в метастабильных состояниях на генерационные характеристики ЛПМ. Получены расчетные зависимости энергии генерации от предымпульсных значений концентраций электронов и атомов меди в метастабильных состояниях. Установлено, что доминирующим фактором в типичных условиях работы лазера на парах меди с модифицированной кинетикой (в диапазоне давлений буферного газа от 2 до 40 кПа, температура активного элемента 1500...1600 °С) при высоких частотах следования импульсов (свыше 10 кГц) возбуждения является предымпульсная концентрация электронов.

Выявленные закономерности позволяют в дальнейшем разрабатывать более адекватные кинетические модели активных сред лазеров на парах металлов. Разработанные кинетические модели и программы расчета основных параметров работы лазерных устройств позволяют производить оптимизацию параметров устройства в целом и значительно сократить затраты при разработке новых технологических образцов лазеров.

Основные результаты исследований используют при разработке лазеров на парах меди в ИОА СО РАН (Томск), ТПУ (Томск), ИОФ им. А.М. Прохорова РАН (Москва), ГНПП "Исток" (Фрязино) и могут быть рекомендованы к использованию в других университетах, научно-исследовательских институтах и промышленных предприятиях, занимающихся разработкой лазеров на парах меди с модифицированной кинетикой.

Автор выражает глубокую признательность профессору Г.С. Евтушенко, профессору С.И. Яковленко, к.ф.-м.н. А.М. Бойченко, Д.В. Шиянову за помощь в обсуждении статьи и получении результатов, которые легли в её основу.

Работа поддержана грантами КЦФЕ № А03-2.9-638, Томского политехнического университета и Института оптики атмосферы СО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петраш Г.Г. Импульсные газоразрядные лазеры // Успехи физических наук. – 1971. – Т. 105. – № 4. – С. 645–676.
2. Солдатов А.Н., Соломонов В.И. Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов. – Новосибирск: Наука, 1985. – 152 с.
3. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов / В.М. Батенин, В.В. Бучанов, М.А. Казарян и др. – М.: Научная книга, 1998. – 544 с.
4. Pulsed Metal Vapor Lasers: Proceeding of the NATO Advanced Research Workshop on Pulsed Metal Vapour Lasers – Physics and Emerging Applications in Industry, Medical and Science, St. Andrews (UK), Aug. 6–10, 1995 / Little C.E., Sabotinov N.V. Kluwer Academic Publisher, 1996. – 479 p.
5. Little C.E. Metal Vapor Lasers: Physics, Engineering & Applications. – Chichester (UK): John Willey & Sons Ltd., 1998. – 620 p.
6. Лябин Н.А. Разработка и исследование промышленных отпаянных лазеров на парах меди мощностью 10...50 Вт для технологи-

ческого и медицинского применений: Дис. ... к.т.н.: 05.12.99 / Моск. гос. техн. ун-т им. Н.Е. Баумана. – М., 2002. – 162 с.

7. Evtushenko G.S., Fedorov V.F., Shiyanov D.V., Shestakov D.Yu., Sukhanov V.B., Zhdaneev O.V. High pulse repetition rate metal and metal halide vapor lasers // Proc. SPIE. – 2003. – V. 5120. – P. 60–66.
8. Петраш Г.Г. Об ограничении частоты повторения импульсов в лазере на парах меди, связанном с предымпульсной плотностью электронов // Квантовая электроника. – 2001. – Т. 31. – № 5. – С. 407–411.
9. Петраш Г.Г. Процессы, определяющие достижимую частоту повторения импульсов в импульсных лазерах на парах металлов и их соединений // Препринт Физического института АН РФ. – 1999. – № 28. – 36 с.
10. Плазменные лазеры видимого и ближнего УФ диапазонов / Под ред. С.И. Яковленко. – М.: Наука, 1989. – 142 с.
11. Бойченко А.М., Держиев В.И., Жидков А.Г. и др. Комплекс программ PLASER для расчета характеристик излучения лазеров на электронных переходах молекул, атомов и ионов в низкотемпературной рекомбинирующей плазме // Препринт ИОФ АН РФ. – 1987. – № 282. – 27 с.
12. Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. Излучение ионов в неравновесной плотной плазме. – М.: Энергоатомиздат, 1996. – 360 с.
13. Бойченко А.М., Евтушенко Г.С., Жданеев О.В., Яковленко С.И. Анализ функции распределения электронов по энергиям в лазере на парах меди с модифицированной кинетикой. – Препринт ИОА СО РАН. – 2003. – № 6. – 20 с.
14. Boichenko A.M., Evtushenko G.S., Yakovlenko S.I., Zhdaneev O.V. Investigation of electron energy distribution function of copper vapor laser with modified kinetics // Laser Physics. – 2004. – V. 14. – № 6 (в печати).
15. Бойченко А.М., Евтушенко Г.С., Жданеев О.В., Яковленко С.И. Теоретический анализ механизмов влияния добавок водорода на генерационные характеристики лазера на парах меди // Квантовая электроника. – 2003. – Т. 33. – № 12. – С. 1047–1058.
16. Boichenko A.M., Evtushenko G.S., Yakovlenko S.I., Zhdaneev O.V. Theoretical analysis of mechanisms behind the influence of hydrogen admixtures on lasing characteristics of a copper-vapor laser // Laser Physics. – 2003. – V. 13. – № 10. – P. 1231–1255.
17. Carman R.J., Mildren R.P., Withford M.J., Brown D.J.W., Piper J.A. Modeling the plasma kinetics in a kinetically enhanced copper vapor laser utilising $HCl+H_2$ admixture // IEEE J. Quantum Electron. – 2000. – V. 36. – № 4. – P. 438–449.
18. Бойченко А.М., Евтушенко Г.С., Жданеев О.В., Яковленко С.И. Влияние добавок хлорводорода на работу лазера на парах меди // Препринт ИОА СО РАН. – 2003. – № 4. – 46 с.
19. Boichenko A.M., Evtushenko G.S., Yakovlenko S.I., Zhdaneev O.V. Theoretical analyze of influence of hydrogenate chloride additives on copper vapor laser performance // Laser Physics. – 2004. – V. 14. – № 6 (в печати).
20. Бойченко А.М., Евтушенко Г.С., Жданеев О.В., Яковленко С.И. Исследование влияния добавок бромводорода на работу лазера на парах меди // Препринт ИОА СО РАН. – 2003. – № 5. – 26 с.
21. Boichenko A.M., Evtushenko G.S., Yakovlenko S.I., Zhdaneev O.V. Analysis of influence of hydrogenate bromide admixtures on copper vapor laser performance // Laser Physics. – 2004. – V. 14. – № 6 (в печати).
22. Бойченко А.М., Евтушенко Г.С., Жданеев О.В., Яковленко С.И. Влияние добавок цезия на генерационные характеристики лазера на парах меди // Оптика атмосферы и океана. – 2003. – Т. 16. – № 8. – С. 751–760.
23. Boichenko A.M., Evtushenko G.S., Yakovlenko S.I., Zhdaneev O.V. Theoretical investigation influence of cesium admixtures on copper vapor laser performance // Laser Physics. – 2004. – V. 14. – № 6 (в печати).
24. Лябин Н.А., Чурсин А.Д., Доманов М.С. Отпаянные промышленные активные элементы лазеров на парах металлов мощностью от 1 до 50 Вт // Известия вузов. Физика. – 1999. – Т. 44. – № 8. – С. 67–73.
25. Жданеев О.В., Евтушенко Г.С. Численное исследование влияния цезия на характеристики лазера на парах меди // Оптика атмосферы и океана. – 2002. – Т. 15. – № 3. – С. 234–239.
26. Boichenko A.M., Evtushenko G.S., Yakovlenko S.I., Zhdaneev O.V. Detail numerical investigation of the effect of cesium on copper vapor laser performance // Int. Conf. Atomic and molecular pulsed lasers: Conf. Digest Int. Conf. Sep. 1–4, 2003. – Tomsk, 2003. – P. 26.
27. Яковленко С.И. Критическая плотность электронов при ограничении частоты следования импульсов в лазере на парах меди // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30. – № 6. – С. 501–505.
28. Бойченко А.М., Яковленко С.И. Критические предымпульсные плотности электронов и метастабилей в лазерах на парах меди // Квантовая электроника. – 2002. – Т. 32. – № 2. – С. 172–178.
29. Мальцев А.Н. Кинетика импульсно-периодической генерации лазера на парах меди // Препринт ИОА СО АН СССР. – 1982. – № 1. – 40 с.
30. Boichenko A.M., Evtushenko G.S., Yakovlenko S.I., Zhdaneev O.V. The influence of the initial density of metastable states and electron density on the pulse repetition rate in a copper vapor laser // Laser Physics. – 2001. – V. 11. – № 5. – P. 580–588.
31. Carman R.G., Withford M.J., Brown D.J.W., Piper J.A. Influence of the pre-pulse plasma electron density on the performance of elemental copper vapor lasers // Optics Communications. – 1998. – V. 157. – P. 99–104.
32. Boichenko A.M., Yakovlenko S.I. Critical pre-pulse densities of electrons and metastable states in copper-vapor lasers // Laser physics. – 2002. – V. 12. – № 7. – P. 1007–1021.